

# Термоэдс композитов металлических наночастиц Co в аморфной диэлектрической матрице $Al_2O_n$

© В.А. Белоусов, А.Б. Грановский\*, Ю.Е. Калинин, А.В. Ситников

Воронежский государственный технический университет,  
394026 Воронеж, Россия

\* Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,  
119992 Москва, Россия

E-mail: kalinin48@mail.ru, granov@magn.ru

(Поступила в Редакцию 31 января 2007 г.)

Исследованы концентрационные и температурные зависимости термоэдс композитов с наночастицами Co в диэлектрической матрице  $Al_2O_n$ . Для композитов до порога протекания, т.е. в области реализации туннельной проводимости, абсолютные значения термоэдс меньше абсолютных значений термоэдс за порогом протекания. В области туннельной проводимости при температуре  $\sim 205$  К отмечается изменение угла наклона температурных зависимостей термоэдс, что может свидетельствовать о ее чувствительности к смене механизма проводимости от закона Мотта  $\ln(\sigma) \propto (1/T)^{1/4}$  к степенной зависимости, соответствующей модели неупругого резонансного туннелирования через цепочку локализованных состояний диэлектрической матрицы. Введение в процессе напыления кислорода приводит к понижению абсолютных значений термоэдс, при этом характер изменения концентрационных и температурных зависимостей не изменяется.

Работа выполнена при частичном финансировании Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 06-02-81035) и гранта MO и CRDF (проект PG 05-010-1).

PACS: 72.20.Pa, 72.80.Tm, 73.90.+f

## 1. Введение

Магнитные нанокompозиты типа ферромагнитный металл–диэлектрик обладают важными для практического применения электрическими, гальваномангнитными, оптическими и магнитооптическими свойствами. Среди этих свойств следует отметить в качестве примеров туннельное магнитосопротивление [1], достигающее десятков процентов при комнатной температуре, гигантский эффект Холла [2,3], на четыре порядка превышающий эффект Холла в чистых металлах, магниторефрактивный эффект [4], на два порядка превышающий традиционные магнитооптические эффекты, магнитотермоэдс [5]. Однако, несмотря на огромный интерес, проявляемый к этим материалам, многие вопросы относительно механизмов электронного переноса в этих сложных наноструктурах остаются невыясненными, а многие экспериментальные данные противоречивы. Так, до настоящего времени не существует общепринятой точки зрения на природу гигантского эффекта Холла, а для описания температурной зависимости сопротивления привлекаются различные механизмы: слабая локализация, кулоновская блокада, прыжковый перенос, неупругое резонансное туннелирование, квантовая перколяция и др.

Экспериментальное изучение термоэдс позволяет получить дополнительную информацию о механизмах электронного переноса. Однако нам известно только несколько работ, посвященных экспериментальному исследованию термоэдс в нанокompозитах металл–диэлектрик. В работе [6] изучалось поведение термоэдс нанокompозитов Co–Al–O трех составов вблизи поро-

га перколяции. Найдено, что термоэдс нанокompозитов в несколько раз меньше, чем у пленок Co, и при 4.2–300 К линейно зависит от температуры. В противоречии с этими результатами, по данным работы [7], термоэдс в нанокompозитах Fe–SiO<sub>2</sub> и (NiFe)–SiO<sub>2</sub> практически не зависит от температуры при 70–300 К. В нанокompозитах Cu<sub>x</sub>–(SiO<sub>2</sub>)<sub>1-x</sub> при  $x = 0.4–0.8$  термоэдс изменялась линейно с температурой и слабо зависела от состава [8].

В данной работе предпринята попытка исследования на примере системы Co–(Al–O) термоэдс нанокompозитов в широком интервале концентраций и температур, а также при различных режимах изготовления образцов. Выбор данной системы обусловлен тем, что Co обладает наибольшей среди ферромагнитных металлов термоэдс, для данной системы детально исследована микроструктура [9], а развитая технология получения нанокompозитов Co–(Al–O) позволяет получать хорошо воспроизводимые результаты [10]. Результаты изучения термоэдс других нанокompозитов, а также магнитотермоэдс будут представлены отдельно.

## 2. Образцы и методика эксперимента

Гранулированные аморфные нанокompозиты на основе металлических включений Co и диэлектрической матрицы Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> были получены методом ионно-лучевого распыления составной мишени металл–диэлектрик ионами аргона на подложки из ситалловых пластин ( $P_{Ar} = 7 \cdot 10^{-4}$  Torr). Все особенности этого метода и условия выбора компонентов, а также микроструктура и

данные химического анализа описаны в [10–12]. Дополнительно при напылении нескольких партий композиты были получены в атмосфере аргона ( $P_{Ar} = 7 \cdot 10^{-4}$  Torr) и кислорода ( $P_O = 3.2 \cdot 10^{-5}$  Torr). Образцы, полученные в результате напыления, представляли собой пленки толщиной 5–10  $\mu m$ . Содержание компонентов в композитах определялось электронно-зондовым рентгеновским микроанализом по пяти измерениям на различных участках подложек с последующей полиномиальной экстраполяцией содержания по длине подложки.

Для измерения термоэдс использовались напыленные на ситалловую подложку образцы шириной 2 mm и длиной 4–6 mm. Измерения концентрационных зависимостей термоэдс проводились на воздухе с помощью двух зондов, изготовленных из серебряной проволоки диаметром 0.6 mm. Спиралевидная печь из нихромовой проволоки нагревала „горячий“ зонд до температуры порядка 370–380 K, „холодный“ зонд находился при комнатной температуре (293–298 K). Таким образом, при контакте зондов с образцами на его концах создавался градиент температуры порядка 80–90 K.

Для измерения температурной зависимости термоэдс образец помещался в криостат, давление в рабочем объеме которого составляло  $\sim 10^{-3}$  Torr. Увеличение температуры от 77 до 300 K осуществлялось при помощи двух резистивных нагревателей со скоростью  $\sim 2$  K/min. При этом поддерживался градиент температур ( $\sim 12$  K) на образце. Разница температур обеспечивалась подачей разных напряжений от источников тока к соответствующим нагревателям.

### 3. Результаты эксперимента и их обсуждение

3.1. Концентрационные зависимости термоэдс. На рис. 1 представлены зависимости термоэдс (a) и удельного электросопротивления (b) композитов  $Co_x(Al_2O_n)_{100-x}$  от концентрации металлической фазы для образцов, полученных в атмосфере аргона (серия измерений 1, кривая 1) и аргон + кислород (серия 2, кривая 2). Вертикальными линиями  $PT_1$ ,  $PT_2$  (Percolation Threshold) отмечены концентрации кобальта  $X_c$ , соответствующие порогу протекания для этих серий. Порог протекания определяется как по максимальному изменению электросопротивления, так и по спаду магнитосопротивления [9].

Все измеренные значения термоэдс отрицательны и по абсолютному значению в 2–3 раза меньше термоэдс объемного кобальта при указанных температурах (около 27  $\mu V/K$ ). Из анализа полученных зависимостей следует, что для композитов, напыленных в атмосфере аргона (серия 1), термоэдс до порога протекания  $x < X_c$  меньше термоэдс за порогом протекания  $x > X_c$ , и при введении кислорода в атмосферу напыления (серия 2) форма зависимостей сохраняется. Наличие кислорода в атмосфере напыления приводит к общему увеличению

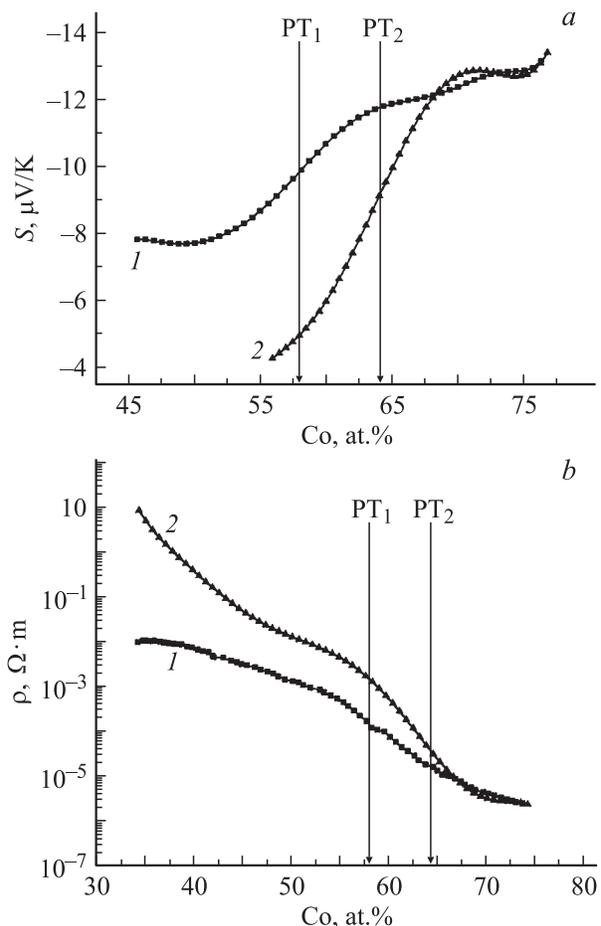


Рис. 1. Концентрационные зависимости термоэдс (a) и электросопротивления (b) композитов  $Co_x(Al_2O_n)_{100-x}$ , полученных при различных условиях. 1 — в атмосфере аргона, 2 — в атмосфере аргон + кислород.

удельного электросопротивления композитов и сдвигу порога протекания в сторону более высоких концентраций металлической фазы, что в свою очередь ведет к общему уменьшению термоэдс по абсолютному значению как до, так и после порога протекания и аналогичному сдвигу зависимостей в сторону более высоких концентраций Co. Влияние кислорода на электросопротивление и термоэдс композитов, а также положение порога протекания связано с образованием оксидных пленок на поверхности гранул в процессе напыления.

В композитах до порога протекания, где электронный перенос имеет туннельный характер, такое структурное изменение увеличивает толщину диэлектрической прослойки между металлическими гранулами, что понижает вероятность туннелирования электронов и тем самым значительно увеличивает сопротивление (рис. 1, b). В композитах за порогом протекания, где перенос имеет диффузионный, квазиметаллический характер, окисление гранул приводит к уменьшению поверхности их контакта друг с другом, что может препятствовать транспорту электронов и приводить к некоторому повышению

сопротивления в серии 2. Значительное уменьшение термоэдс в серии 2 при  $x < X_c$  связано не только с увеличением туннельных зазоров, но и с изменением теплопроводности и процесса теплопередачи. Действительно, согласно теории эффективной среды [13], выражение для термоэдс  $S$  композита из двух различных материалов, характеризующихся значениями параметров термоэдс  $S_i$ , проводимости  $\sigma_i$  и теплопроводности  $k_i$  ( $i = 1, 2$ ), имеет вид

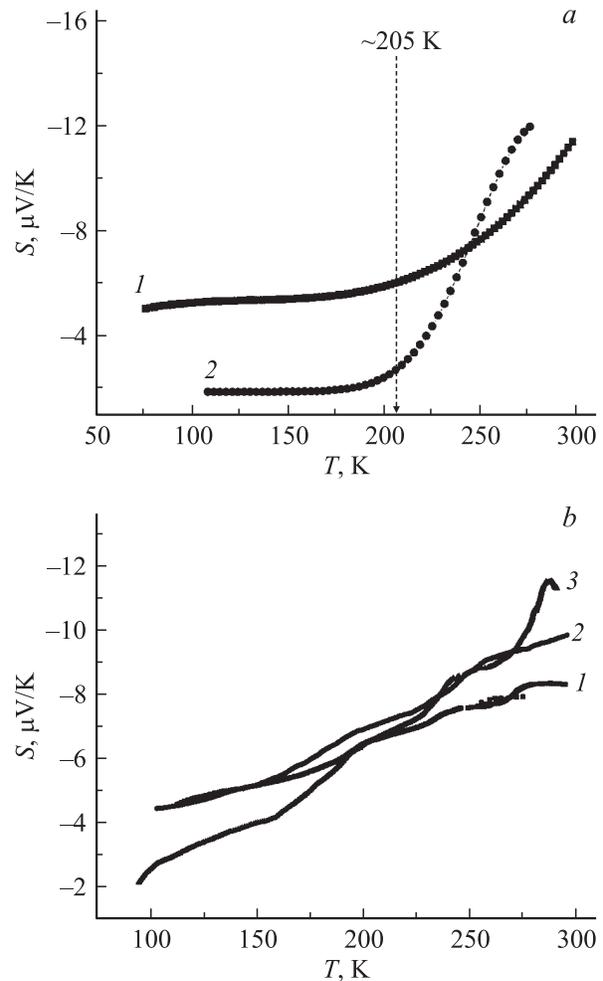
$$S = S_1 + (S_2 - S_1) \left[ \frac{k/k_1}{\sigma/\sigma_1} - 1 \right] \left[ \frac{k_2/k_1}{\sigma_2/\sigma_1} - 1 \right]^{-1}, \quad (1)$$

где  $k$  и  $\sigma = 1/\rho$  — теплопроводность и проводимость композита соответственно. Если первая компонента — металл, а вторая — диэлектрик и, следовательно,  $S_2 = 0$ ,  $\sigma_2/\sigma_1 \ll 1$ , то выражение (1) описывает плавное изменение термоэдс от значения, соответствующего металлу, к нулевому значению, причем ход этой зависимости определяется величиной отношения теплопроводностей  $k_2/k_1$ . Наиболее явно это видно из выражения для термоэдс слоистого термоэлемента [14], т.е. композита, составленного из последовательно расположенных слоев двух материалов

$$S = \frac{yS_1 + (1-y)S_2 \frac{k_1}{k_2}}{y + (1-y) \frac{k_1}{k_2}}. \quad (2)$$

Здесь  $y$  — объемная доля первой компоненты, и это выражение зависит только от отношения  $k_2/k_1$ . Полагая, что  $S_2 = 0$ ,  $S_1$  соответствует термоэдс  $S_{Co}$  объемного Co, а согласно литературным данным  $k_{Al_2O_3}/k_{Co} \approx 2.5$ , получаем из (2) при  $y = 0.5$ , что термоэдс композита вблизи порога перколяции в 3.5 раза меньше термоэдс кобальта, что согласуется с экспериментальными данными. Таким образом, отношение теплопроводностей компонент играет определяющую роль в формировании зависимости термоэдс композита от концентрационного состава. Подчеркнем, что данное объяснение носит исключительно качественный характер, так как в выражениях (1), (2) предполагается, что значения всех параметров компонент соответствуют значениям объемных материалов и что при образовании композита не возникнет новых механизмов переноса (например, туннелирования).

3.2. Температурные зависимости термоэдс. Результаты измерений температурных зависимостей термоэдс композитов серии 1 и 2 приведены на рис. 2 и 3 соответственно. На рис. 4 представлены измеренные температурные зависимости сопротивления тех же образцов. Как следует из этих данных в „квази-металлической области“ для обеих серий (рис. 1, *b*, 2, *b*) при  $x > X_c$   $S \sim T$ , что и следовало ожидать для диффузионного переноса и упругого характера рассеяния. Интересно, что линейная зависимость от температуры сохраняется и для составов в непосредственной окрестности порога перколяции, когда уже начинают проявляться процессы туннелирования (рис. 2, *b*, 3 *b*). Это



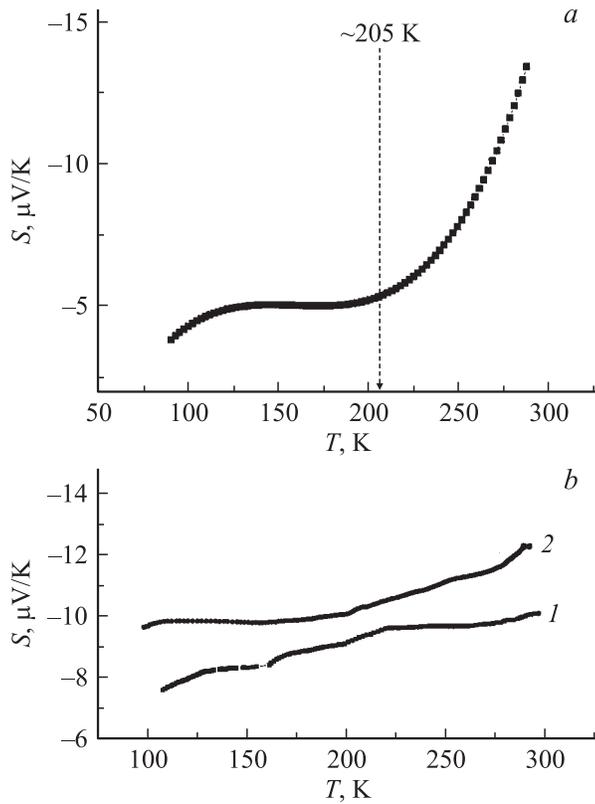
**Рис. 2.** Температурные зависимости термоэдс гранулированных композитов  $Co_x(Al_2O_n)_{100-x}$ . *a*)  $X$ , at.%: 1 — 54.2, 2 — 46.4 (кривые построены с помощью полиномиальной экстраполяции экспериментальных данных); *b*)  $X$ , at.%: 1 — 59, 2 — 63.9, 3 — 75 (прямые построены с помощью линейной экстраполяции экспериментальных данных).

согласуется с данными Сато и др. [6] и соответствует выводам теории туннельной термоэдс [5]. С приближением состава композита к порогу протекания как величина, так и температурный коэффициент  $S$  уменьшаются.

Другой вид зависимости  $S(T)$  демонстрируют составы с  $x < X_c$  (рис. 2, *a*, 3, *a*). Для них можно выделить две области — область средних температур (от 77 до 205 К), где изменение термоэдс незначительно, и высокотемпературную область ( $T > 205$  К), в которой абсолютное значение  $S$  возрастает с увеличением температуры. Можно предположить, что при данной температуре ( $\sim 200$  К) происходит смена механизмов проводимости. Интересно, что асимптотика температурных зависимостей термоэдс из обеих областей к  $T \rightarrow 0$  не дает значение  $S(T \rightarrow 0) = 0$ . Данное обстоятельство указывает на то, что в области низких температур  $T < 70$  К проявляется дополнительный механизм.

Плотность состояний и ее производная по энергии для нанокompозитов Co<sub>x</sub>(Al<sub>2</sub>O<sub>n</sub>)<sub>100-x</sub> исследованных составов

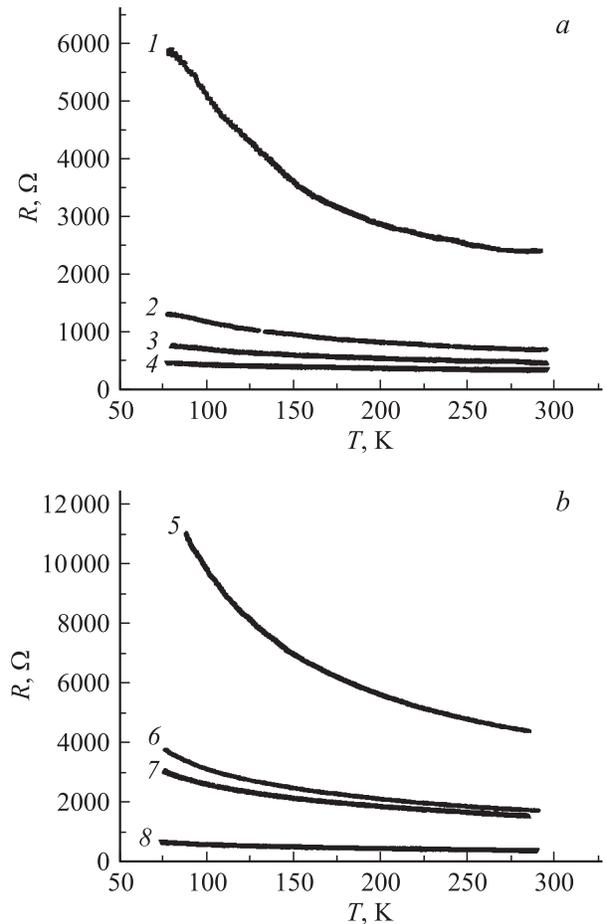
Композит, состав атмосферы	Количество Co (X), at.%	B <sup>1/4</sup> , K <sup>1/4</sup>	Плотность состояний (a = 3 nm), 10 <sup>21</sup> eV <sup>-1</sup> · cm <sup>-3</sup>	Производная плотности состояний по энергии, eV <sup>-2</sup> · cm <sup>-3</sup>
Co <sub>x</sub> (Al <sub>2</sub> O <sub>n</sub> ) <sub>100-x</sub> , P <sub>Ar</sub> = 7 · 10 <sup>-4</sup> Torr	46.4	11.53	0.4	0.09
	50.9	7.69	2.0	—
	54.2	5.83	5.9	0.03
Co <sub>x</sub> (Al <sub>2</sub> O <sub>n</sub> ) <sub>100-x</sub> , P <sub>Ar</sub> = 7 · 10 <sup>-4</sup> Torr, P <sub>O</sub> = 3.2 · 10 <sup>-5</sup> Torr	54.9	11.13	0.45	—
	57.2	7.87	1.8	0.03
	60.3	6.79	3.2	—
	63.9	4.58	16.0	0.07



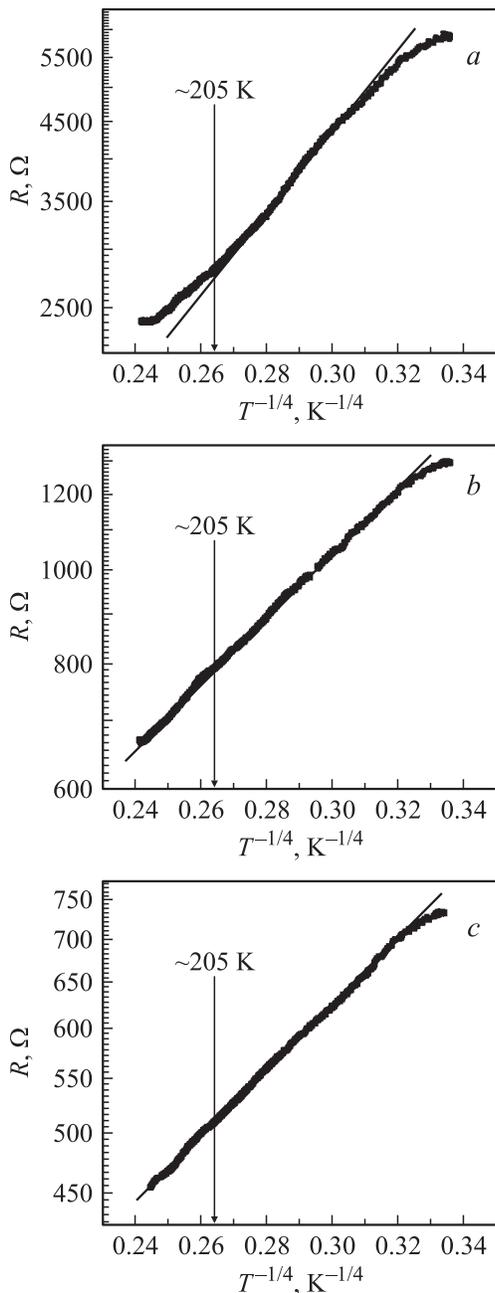
**Рис. 3.** Температурные зависимости термоэдс гранулированных композитов Co<sub>x</sub>(Al<sub>2</sub>O<sub>n</sub>)<sub>100-x</sub>, полученных при реактивном распылении в атмосфере аргон + кислород. *a*) X = 63.9 at.% (кривая построена с помощью полиномиальной экстраполяции экспериментальных данных); *b*) X, at.%, 1 — 67.9, 2 — 73.8 (прямые построены с помощью линейной экстраполяции экспериментальных данных).

Измерение термоэдс при T < 70 K не позволяет из-за малого сигнала получить достоверную информацию о температурном поведении термоэдс композитов при x < X<sub>c</sub>, поэтому ограничимся анализом областей средних и высоких температур. Мы считаем, что в области средних температур для указанных составов реализуется

прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка по локализованным состояниям вблизи уровня Ферми [15], а при более высоких температурах доминирует неупругое резонансное туннелирование через цепочку



**Рис. 4.** Температурные зависимости электрического сопротивления нанокompозитов Co<sub>x</sub>(Al<sub>2</sub>O<sub>n</sub>)<sub>100-x</sub>, полученных при реактивном распылении в атмосфере аргона (*a*) и в атмосфере аргон + кислород (*b*) при различных концентрациях кобальта. X, at.%, 1 — 46.4, 2 — 50.9, 3 — 54.2, 4 — 55.5, 5 — 54.9, 6 — 57.2, 7 — 60.3, 8 — 63.9.

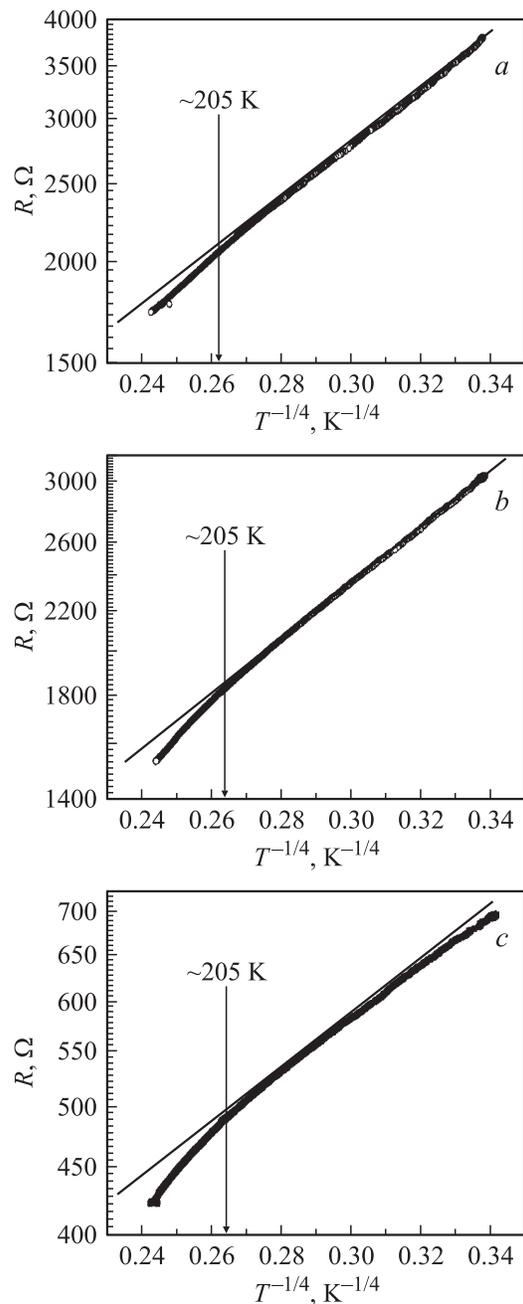


**Рис. 5.** Температурная зависимость электрического сопротивления композитов  $\text{Co}_x(\text{Al}_2\text{O}_n)_{100-x}$ , полученных при реактивном распылении в атмосфере аргона.  $X$ , at. %:  $a$  — 46.4,  $b$  — 50.9,  $c$  — 54.2.

локализованных состояний в диэлектрической матрице [16].

Для подтверждения данной гипотезы полученные экспериментальные данные были сопоставлены с выводами теории Мотта для проводимости и термоэдс при прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка, согласно которой

$$\sigma = e^2 R_0^2 \nu_{\text{ph}} g \exp\left(-\frac{B}{T}\right)^{1/4}, \quad (3)$$



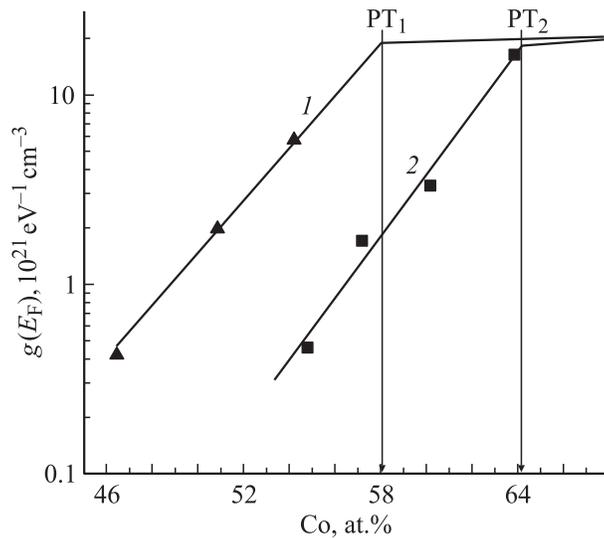
**Рис. 6.** Температурная зависимость электрического сопротивления композитов  $\text{Co}_x(\text{Al}_2\text{O}_n)_{100-x}$ , полученных при реактивном распылении в атмосфере аргон + кислород.  $X$ , at. %:  $a$  — 57.2,  $b$  — 60.3,  $c$  — 63.9.

где

$$B = \frac{16}{a^3 k g(E_F)}, \quad (4)$$

$$S = \frac{k^2}{2e} \sqrt{T_0 T} \left[ \frac{\partial \ln g}{\partial E} \right]_{E=E_F}. \quad (5)$$

Здесь  $e$  — заряд электрона,  $R_0$  — длина прыжка,  $a$  — радиус затухания волновой функции электрона,  $\nu_{\text{ph}}$  — характерный параметр, зависящий от спектра



**Рис. 7.** Зависимость плотности состояний на уровне Ферми от концентрации Co для композитов, полученных при реактивном распылении в атмосфере аргона (1) и в атмосфере аргон + кислород (2).

фононов и вида электрон-фононного взаимодействия,  $g(E_F)$  — плотность состояний на уровне Ферми.

Рис. 5 и 6 показывают, что выражение (3) действительно хорошо описывает экспериментальные данные для области температур 70–205 К. Поэтому из данных по сопротивлению и термоэдс для каждого образца можно по формулам (3)–(5) оценить плотность состояний и ее производную на уровне Ферми. Результаты этих вычислений приведены в таблице.

Если экстраполировать зависимости  $g(E_F) - X(\text{Co})$  к концентрации металлической фазы, соответствующей порогу протекания (рис. 7), а затем использовать соотношение

$$g(E_F)_{X_C} = g_0 X_C \quad (6)$$

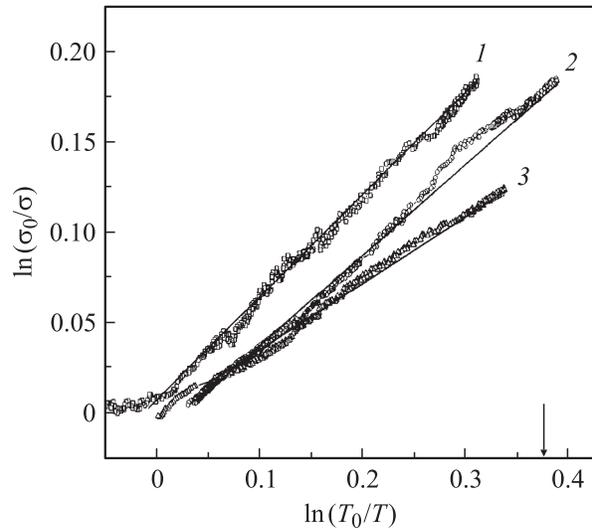
(где  $g(E_F)_{X_C}$  — эффективная плотность состояний композита на уровне Ферми, экстраполированная к порогу протекания;  $g_0$  — плотность состояний на уровне Ферми для металлической фазы; порог протекания  $X_C \approx 0.58$  для композита, полученного в среде аргона,  $X_C \approx 0.65$  для композита, полученного в среде аргон + кислород), то можно оценить плотность электронных состояний гранул (в нашем случае Co) на уровне Ферми. Оценки показали, что искомая величина имеет значение  $g_0 \approx 3 \cdot 10^{22} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-3}$ .

При температурах  $T > 205 \text{ K}$  наблюдается отклонение от закона Мотта, где температурная зависимость проводимости, построенная в координатах  $\ln(\sigma_0/\sigma) - f[\ln(T_0/T)]$  ( $\sigma_0$  — величина электрической проводимости при комнатной температуре и  $T_0 = 300 \text{ K}$ ), удовлетворяет степенному закону (рис. 8, 9), характерному для неупругого резонансного

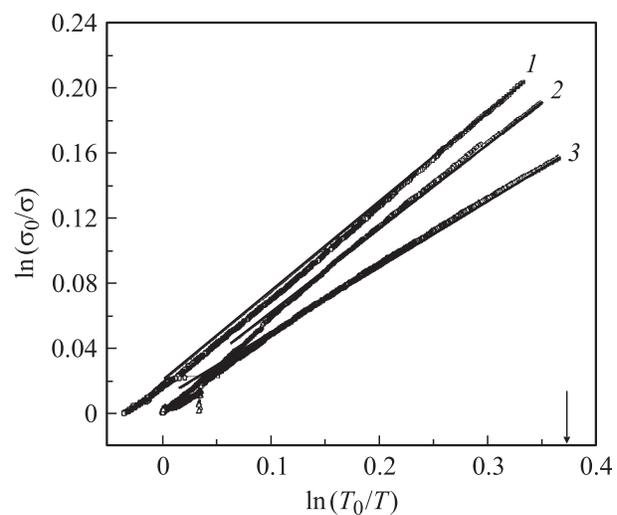
туннелирования по отдельным каналам через цепочку локализованных состояний в диэлектрической матрице [17,18],

$$\sigma_n = P \left( \frac{\Lambda^2}{\rho_0 c^5} \right)^{(n-1)/(n+1)} \frac{(g a^2 n^2 l)^n T^{\gamma_n} E^{\beta_n} \exp \left[ \frac{-2l}{a(n+1)} \right]}{al} \quad (7)$$

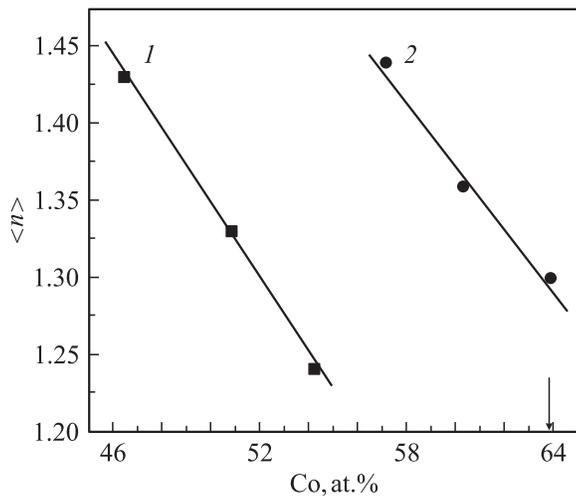
В (7)  $a$  — радиус локализованного состояния,  $l$  — среднее расстояние между гранулами,  $\gamma_n = n - 2/(n + 1)$ ,  $\beta_n = 2n/(n + 1)$ ,  $P$  — коэффициент,  $\Lambda$  — константа деформационного потенциала,  $\rho_0$  — плотность вещества матрицы,  $c$  — скорость звука,  $g$  — плотность



**Рис. 8.** Температурная зависимость электрической проводимости композитов Co<sub>x</sub>(Al<sub>2</sub>O<sub>n</sub>)<sub>100-x</sub>, полученных при реактивном распылении в атмосфере аргона. X, at.-%: 1 — 46.4, 2 — 50.9, 3 — 54.2. Стрелкой указана температура ~ 205 К.



**Рис. 9.** Температурная зависимость электрической проводимости композитов Co<sub>x</sub>(Al<sub>2</sub>O<sub>n</sub>)<sub>100-x</sub>, полученных при реактивном распылении в атмосфере аргон + кислород. X, at.-%: 1 — 57.2, 2 — 60.3, 3 — 63.9. Стрелкой указана температура ~ 205 К.



**Рис. 10.** Зависимость среднего числа локализованных состояний между металлическими гранулами в туннельном канале от концентрации металлического компонента для композитов  $\text{Co}_x(\text{Al}_2\text{O}_n)_{100-x}$ , полученных в различных условиях. 1 — в атмосфере аргона, 2 — в атмосфере аргон + кислород.

локализованных состояний,  $E$  — глубина залегания локализованного состояния в области барьера.

С помощью методики, разработанной Луцевым для оценки среднего числа локализованных состояний между отдельными гранулами в туннельном канале  $\langle n \rangle$ , в соответствии с которой [12,19]

$$\langle n \rangle = \frac{1}{2} [\gamma - 1 + (\gamma^2 + 2\gamma + 9)^{1/2}], \quad (8)$$

где  $\gamma$  — показатель степени температурных зависимостей проводимости, были рассчитаны значения  $\langle n \rangle$  для исследованных композитов. Результаты расчета показали, что с увеличением доли металла в составе композита среднее число локализованных состояний между гранулами уменьшается, причем такая зависимость практически линейна (рис. 10). При этом для композитов, полученных в среде аргона, среднее число локализованных состояний между отдельными гранулами в туннельном канале  $\langle n \rangle$  (кривая 1) меньше соответствующей величины, чем у композитов, полученных в среде с добавлением кислорода (кривая 2).

Поскольку температурная зависимость, удовлетворяющая степенному закону, при рассматриваемом механизме проводимости справедлива при температурах  $T$  выше температуры  $T^*$ , задаваемой соотношением [19]

$$\ln(T^*gal^3) \approx - \left( \frac{l}{a} \right)^{1/3}, \quad (9)$$

принимая  $T^* \approx 200$  К (т.е. температуру смены механизма проводимости от закона Мотта к степенной зависимости),  $a \approx 0.8$  nm,  $l \approx 2.5$  nm, можно оценить

плотность локализованных состояний по формуле

$$g = \frac{\exp[-(l/a)^{1/3}]}{kT^*al^2}, \quad (10)$$

где  $k$  — постоянная Больцмана. Подставляя указанные выше величины  $a$ ,  $l$  и  $k = 8.64 \cdot 10^{-5}$  eV/K, получим  $g \approx 2.7 \cdot 10^{21}$  eV $^{-1} \cdot \text{cm}^{-3}$ , что по порядку величины совпадает с данными, рассчитанными из формулы (3).

## 4. Заключение

Экспериментально исследованы концентрационные, температурные и полевые зависимости термоэдс нанокompозитов  $(\text{Co})_x(\text{Al}_2\text{O}_n)_{1-x}$ , полученных в атмосфере аргона и аргон + кислород. Все исследованные значения термоэдс отрицательны во всем исследованном интервале концентраций. Термоэдс данных нанокompозитов имеет одинаковый вид концентрационной зависимости при различном содержании кислорода в пленках: абсолютные значения термоэдс до порога протекания, т.е. в области реализации туннельной природы проводимости, меньше абсолютных значений термоэдс за порогом протекания, т.е. в области металлического характера проводимости. Получение композитов в атмосфере аргон + кислород приводит к общему понижению абсолютных значений термоэдс на  $2-4 \mu\text{V/K}$ , сдвигу порога протекания в сторону больших концентраций металлического компонента, при этом общий вид как концентрационных, так и температурных зависимостей сохраняется.

Исследованы температурные зависимости термоэдс в диапазоне температуры от 77 до 300 К, которые показывают линейный характер изменения для композитов за порогом протекания. Для композитов до порога протекания при температуре  $\sim 205$  К наблюдается изменение угла наклона кривых термоэдс, что объясняется сменой механизма проводимости от закона Мотта  $\ln(\sigma) \propto (1/T)^{1/4}$  к степенной зависимости, соответствующей модели неупругого резонансного туннелирования через цепочку локализованных состояний диэлектрической матрицы. Введение в процессе напыления кислорода приводит к понижению абсолютных значений термоэдс, при этом характер концентрационных и температурных зависимостей не изменяется. Из данных эксперимента в области проводимости с переменной длиной прыжка и формул Мотта для термоэдс и проводимости определены плотность состояний композитов и ее производная по энергии.

## Список литературы

- [1] О.В. Стогней, Ю.Е. Калинин, А.В. Ситников, И.В. Золотухин, А.В. Слюсарев. ФММ **91**, 24 (2001).
- [2] A.B. Pakhomov, X. Yan, B. Zhao. Appl. Phys. Lett. **67**, 3497 (1995).

- [3] Б.А. Аронзон, А.Е. Варфоломеев, А.А. Ликальтер, В.В. Рыльков, М.В. Седова. ФТТ **41**, 944 (1999).
- [4] А. Грановский, И. Быков, Е. Ганьшина, В. Гушин, М. Инусе, Ю. Калинин, А. Козлов, А. Юрасов. ЖЭТФ **123**, 1256 (2003).
- [5] А. Грановский, Х. Сато, Ю. Айоки, А. Юрасов. ФТТ **44**, 2001 (2002).
- [6] H. Sato, Y. Kobayashi, K. Hashimoto, Y. Aoki, H. Sugawara, S. Mitani, H. Fujimori, S. Ohnuma. J. Phys. Soc. Jap. **7**, 2193 (1998).
- [7] X.N. Jing, X. Yan. J. Appl. Phys. **83**, 6530 (1998).
- [8] W. Chen, J. Lin, X. Zhang, H. Shin, J. Dyck, C. Uher. J. Appl. Phys. Lett. **81**, 523 (2002).
- [9] M. Ohnuma, K. Hono, E. Abe, H. Onodera, S. Mitani, H. Fujimori. J. Appl. Phys. **82**, 5646 (1997).
- [10] О.В. Стогней, А.В. Ситников, Ю.Е. Калинин, С.Ф. Авдеев, М.Н. Копытин. ФТТ **49**, 158 (2007).
- [11] Ю.Е. Калинин, А.Т. Пономаренко, А.В. Ситников, О.В. Стогней. Физика и химия обраб. материалов **5**, 14 (2001).
- [12] Л.В. Луцев, Ю.Е. Калинин, А.В. Ситников, О.В. Стогней. ФТТ **44**, 1802 (2002).
- [13] D.J. Bergman, O. Levy. J. Appl. Phys. **70**, 6821 (1991).
- [14] Л.И. Анатычук. Термоэлементы и термоэлектрические устройства. Справочник. Наук. думка, Киев (1979). 766 с.
- [15] Н. Мотт, Э. Дэвис. Электронные процессы в некристаллических веществах. Мир, М. (1982). 368 с.
- [16] Ю.Е. Калинин, А.Н.Ремизов, А.В. Ситников. ФТТ **46**, 2076 (2004).
- [17] Л.И. Глазман, К.А. Матвеев. ЖЭТФ **94**, 6 332 (1988).
- [18] Л.И. Глазман, Р.И. Шехтер. ЖЭТФ **94**, 1 292 (1988).
- [19] Л.В. Луцев, Т.Е. Звонарева, В.М. Лебедев. Письма в ЖТФ **27**, 15, 84 (2001).